Messung der Wellenlängen roter Linien in einigen Bogenspektren

---

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

einer

Hohen naturwissenschaftlichen Fakultät

der

EBERHARD-KARLS-UNIVERSITÄT TÜBINGEN

vorgelegt von

HEINRICH HERMANN

aus Brackenheim

STUTTGART 1904

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547024_0203

Messung der Wellenlängen roter Linien in einigen Bogenspektren

---

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

einer

Hohen naturwissenschaftlichen Fakultät

der

EBERHARD-KARLS-UNIVERSITÄT TÜBINGEN

vorgelegt von

HEINRICH HERMANN

aus Brackenheim

STUTTGART 1904

Von der Fakultät angenommen den 3. August 1904

Druck der Stuttgarter Vereins-Buchdruckerei

Messung der Wellenlängen roter Linien in einigen Bogenspektren.

Die Aufgabe der Wellenlängenmessung im Rot steht aus technischen Gründen immer noch hinter der Messung im übrigen Spektrum zurück. In grösserem Umfang wurde sie in letzter Zeit von Herrn H. Lehmann aufgenommen.[1]) In seinen Arbeiten findet sich auch die vorhergehende Literatur. Ein besonderes Interesse hat die Bestimmung roter Serienlinien: früher passten hier die Serienformeln nicht, und gerade an ihnen hat sich der Vorzug der neuen Ritz'schen Formeln gezeigt.[2])

Die vorliegende Arbeit macht den Versuch, die photographische Wellenlängenbestimmung im Rot und Ultrarot mit einem Konkavgitter vorzunehmen, um den Methoden und der Genauigkeit der Wellenlängenmessungen im übrigen Spektrum einen Schritt näher zu kommen. Untersucht wurden zum Einarbeiten K und Ba; als eigentliche Aufgabe Zn, Cd, Hg, und Mg.

Spektralapparat.

Ich arbeitete mit einem Rowlandschen Konkavgitter mittlerer Grösse: Krümmungsradius 3 m, gefurchte Fläche ($4 \times 8^1/_2$) qcm, Furchenzahl 15000 auf 1 inch $= 590^1/_2$ auf

[1]) H. Lehmann, Archiv wiss. Phot. 2, pag. 216 (1900). Vorläufige Mitteilung. Ann. IV, 5, pag. 633 (1901). Alkalien. Ann. IV, 8, pag. 643 (1902). Erdalkalien. Ann. IV, 9, pag. 1330 (1902). Eisen.

[2]) W. Ritz, Zur Theorie der Serienspektra. Ann. IV, 12, pag. 264—310 (1903).

1 mm, in Runge-Paschenscher Aufstellung,[1]) d. h. mit parallel einfallendem Licht, wodurch an Raum gespart und an Helligkeit gewonnen wird; auch manche Fehlerquellen fallen durch den stigmatischen Charakter der Abbildung weg. Als Kollimator diente keine Linse, sondern ein Brashear'scher Konkavspiegel von $6^1/_2$ m Radius. Lichtquelle und Gitter standen in zwei getrennten, benachbarten Zimmern. Durch die Zwischenwand war ein kleiner Tunnel gebrochen und mit einem Brett verschlossen, welches den Spalt trug; gegenüber stand im Abstand seiner Brennweite auf einem Steinpfeiler der Konkavspiegel, welcher das Licht als Parallelbündel in den Tunnel zurückwarf; das Gitter stand dicht neben dem Spalt im Tunnel und erzeugte inmitten des verdunkelten Zimmers das gekrümmte objektive Spektrum. Das Gitter wurde so gedreht, dass ungefähr die Wellenlänge 8000 Å—E erster Ordnung und 4000 zweiter Ordnung in Richtung der Normale ausfiel. (Der Winkel zwischen Normale und einfallendem Licht war etwa $26^1/_2{}^0$.)

Der Ort des objektiven Spektrums wurde ermittelt, darnach eine hölzerne Camera gebaut und auf einem sehr schweren Gauss-Stativ aufgestellt. Sie war 34 cm lang und reichte von 5790 bis zirka 9400 erster Ordnung. Die letzte Justierung geschah photographisch. In der Camera wurden 4 Platten im Format 4×9 cm, später 8 Platten $4 \times 4^1/_2$ cm durch ein Gummiband festgehalten.

Diese, von Herrn Professor Paschen angeordnete Aufstellung bewährte sich bei mehrstündigen Expositionen.

Die Theorie der Aufstellung mit einfallenden Parallelstrahlen findet sich bei Baily,[2]) der sie aus seiner allgemeinen Formel (für beliebige Lage der Lichtquelle) ab-

[1]) C. Runge und F. Paschen, Wied. Ann. 61, pag. 644 (1897), auch H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie I., pag. 482. Leipzig 1900.

[2]) W. Baily, Phil. Mag. (5) 22, pag. 47—49 (1886); in der Abh. ist auf eine frühere dess. Verf. (5) 15, pag. 183—187 (1883) Bezug genommen.

leitet, übrigens noch vom Zylindergitter ausgeht, und bei Färber,[1]) der auch den Astigmatismus nach Runge berechnet, welcher in der Normale = 0 ist. Der in Betracht kommende Teil der Kurve ist eine ovale Schleife (Zeichnung bei Baily). Der längste Ovaldurchmesser liegt in der Gitternormale; er hat die Länge $\frac{\varrho}{1+\cos\varphi}$, wo ϱ den Krümmungsradius des Gitters bedeutet. In meinem Fall war er $\frac{\varrho}{1{,}896}$ und die Helligkeit (ohne Spiegelabsorption) 3,6 mal so gross als bei Rowlandscher Aufstellung; durch den Spiegel gehen im Rot etwa 30% verloren,[2]) es bleibt also $2^1/_2$ fache Helligkeit. (Vorausgesetzt, dass bei Rowlandscher Aufstellung der Spalt die notwendige Länge hat,[3]) und dass sich die gebeugte Lichtmenge bei der geänderten Konvergenz der Strahlen nicht ändert.)

Der Nachteil der Aufstellung ist die schnelle Verschlechterung der Abbildung mit zunehmender seitlicher Entfernung von der Gitternormale. Mathematisch zeigt sich dies darin, dass die Glieder, welche die Aberration darstellen, nicht von so hoher Ordnung sind wie bei der Rowland'schen Aufstellung.

Im Anschluss an die Theorie von Runge[4]) werde die Gleichung der Gitterfläche in der Form geschrieben:

(1) $$x^2+y^2+z^2-2\varrho x=0.$$

(Die Gitternormale fällt in die X-Axe; die Gitterfurchen liegen in Ebenen parallel zur X Z-Ebene.) Die folgenden Rechnungen beziehen sich auf die Ebene $z=0$. (Figur siehe Seite 6.)

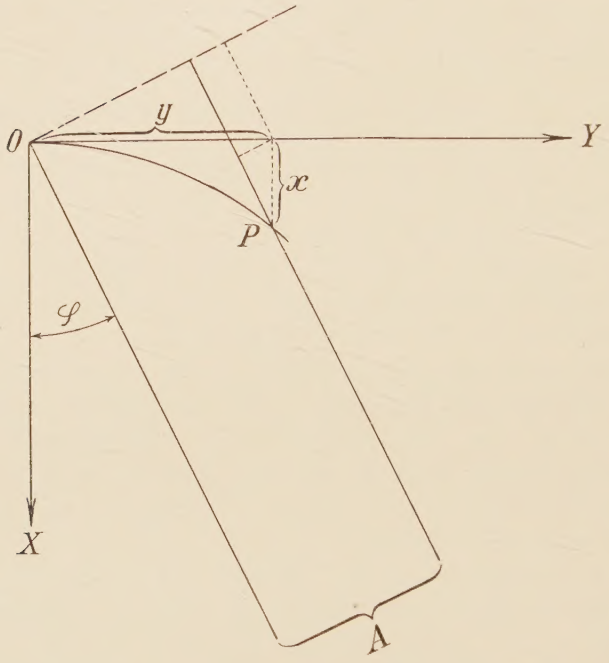
Der (∞ ferne) Lichtpunkt sei A, die Gittermitte O, der Einfallswinkel $AOX=\varphi$; ein seitlicher Gitterpunkt P, Koord. x, y. Dann ist der Weg Lichtpunkt—Gitter AP

[1]) A. Färber, Ann. IV, 9, pag. 888 (1902).
[2]) E. Hagen und H. Rubens, Ann. IV, 8, pag. 17 (1902).
[3]) H. Kayser, Spektroskopie I, pag. 464. (Autor C. Runge.)
[4]) In H. Kayser, Spektroskopie I, pag. 455.

(2) $\overline{AP} = \overline{AO} - x\cos\varphi - y\sin\varphi.$

Der (nicht gezeichnete) Bildpunkt sei A′, Koord. a′ b′ oder (Polark.) r′ φ′. Dann ist allgemein

$$\overline{A'P^2} = r'^2\left(1 - \frac{2y\sin\varphi'}{r'} - \frac{2a'x}{r'^2} + \frac{x^2+y^2}{r'^2}\right).$$



Nach (1) ist

$$2a'x = \frac{r'\cos\varphi'}{\varrho}(x^2+y^2)$$

also

$$\overline{A'P^2} = r'^2\left[1 - \frac{2y\sin\varphi'}{r'} + \frac{x^2+y^2}{r'^2}\left(1 - \frac{r'}{\varrho}\cos\varphi'\right)\right].$$

Zieht man jetzt die Gleichung für den Ort des Bildpunktes hinzu,[1])

[1]) A. Färber l. c., pag. 888.

(3) $$r' = \frac{\varrho \cos^2 \varphi'}{\cos \varphi + \cos \varphi'}$$

so erfolgt keine derartige Vereinfachung, wie bei der Rowlandschen Aufstellung.

Bei nicht zu kleinem r' ist bis auf höhere Glieder

$$\overline{A'P} = r' \left[1 - \frac{y \sin \varphi'}{r'} + \frac{x^2 + y^2}{2 r'^2} \left(1 - \frac{r'}{\varrho} \cos \varphi' \right) \right].$$

Umgeformt mit Hilfe von (1) und (3)

(4) $$A'P = r' - y \sin \varphi' + x \left(\frac{\cos \varphi + \cos \varphi'}{\cos^2 \varphi'} - \cos \varphi' \right).$$

Also ist der ganze Lichtweg APA', (2) und (4)

(5) $$\overline{APA'} = AO + r' - y (\sin \varphi + \sin \varphi') + x (\cos \varphi + \cos \varphi') \operatorname{tg}^2 \varphi'.$$

Die entsprechende Formel für Rowlandsche Aufstellung lautet:[1])

$$APA' = AO + r' - y (\sin \varphi + \sin \varphi') + \frac{x^2}{2} \left(\frac{\cos^2 \varphi}{r} + \frac{\cos^2 \varphi'}{r'} \right).$$

Das letzte Glied ist hier von der 4. Ordnung gegen y, in Gleichung (5) von der 2. Ordnung. Also muss mit Kollimator die Schärfe seitlich ($\varphi' \lessgtr 0$) schneller abnehmen. Setzt man

$$\frac{\lambda}{4} = x (\cos \varphi + \cos \varphi') \operatorname{tg}^2 \varphi'$$

so erhält man das grösste zulässige x, und mit Hilfe der Gleichung (1) die grösste zulässige Breite 2y. Da $\lambda = \frac{e}{m} (\sin \varphi + \sin \varphi')$; m Ordnung, hat man

$$x = \frac{e}{4m} \frac{\sin \varphi + \sin \varphi'}{\cos \varphi + \cos \varphi'} \operatorname{ctg}^2 \varphi'$$

und nach (1)

$$\frac{y^2}{\varrho^2} = 1 - \left[1 - \frac{e}{4m\varrho} \frac{\sin \varphi + \sin \varphi'}{\cos \varphi + \cos \varphi'} \operatorname{ctg}^2 \varphi' \right]^2.$$

---

[1]) H. Kayser, Spektroskopie I., pag. 458 (Autor C. Runge).

Hieraus folgt in erster Ordnung für die zulässige Breite $2y$

1^0 seitlich von der Normale: $2y = 9{,}2$ cm
2^0 » » » » $2y = 4{,}6$ »
6^0 » » » » $2y = 1{,}6$ »

Die Camera umfasste nach beiden Seiten ungefähr 6^0; für die Linien an den Enden hätte also nach Obigem ein beträchtlicher Teil des Gitters abgeblendet werden sollen. Nach Versuchen mit Blenden schien es aber besser, die seitliche Unschärfe bei voller Öffnung in den Kauf zu nehmen.

Die Spaltweite wurde in weiten Grenzen variiert, weil die längsten Wellen nur bei weitem Spalt mit nicht zu langer Expositionszeit zu erhalten waren. Der engste Spalt war 0,04 mm, der weiteste 0,5 mm breit. Eine weitere Verdopplung gab keinen Vorteil mehr. (Die Spektrallinien sind bei meinem Apparat verkleinerte Spaltbilder; es ist, wenn R der Spiegelradius,

$$\frac{\text{Linienbreite}}{\text{Spaltbreite}} = \left|\frac{r'\,d\varphi'}{R\,d\varphi}\right| = \frac{r'\cos\varphi}{R\cos\varphi'} = 0{,}44 \quad \begin{matrix}\text{in der Normalen.)}\\ (\varphi' = 0).\end{matrix}$$

Das Auflösungsvermögen des beschriebenen Apparats kann man aus der Tabelle von Wadsworth[1]) entnehmen. (Auflösungsvermögen = Verhältnis der Wellenlänge zum daselbst auflösbaren Linienabstand.) Das »theoret. Aufl.« r ist in der 1. Ordnung gleich der Furchenzahl, bei mir 45000 oder rund 50000; die Winkelbreite ψ des Kollimators vom Spalt aus war 0,02. Hieraus findet man in der Tabelle zu 3 Spaltweiten und 3 Spektrallinienbreiten für das praktische Auflösungsvermögen die Zahlen:

		Spaltweite: mm	0,05	0,1	0,5
$\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ Für	Feine Linien bis 0,1 A	Breite	24400	13400	2800
	Breitere Linien bis 0,5 A	Breite	16600	11400	2700
	Breite Linien bis 1 A	Breite	10100	8500	2600

[1]) F. L. O. Wadsworth, Tables of the practical resolving power of Spectroscopes. Astroph. J. 6, pag. 27—36 (1896) and Phil. Mag. (5) 43, pag. 342 (1897). Zitiert nach H. Kayser, Spektroskopie I, pag. 560.

Also mussten in der Gegend 8000 A zwei Linien, um getrennt zu werden, im günstigsten Fall 0,4 A, im ungünstigsten 3 A Abstand haben. Da der mittlere Fehler der Wellenlängenmessungen mindestens 10mal kleiner zu sein pflegt als der auflösbare Abstand,[1]) kann man hier erwarten, in günstigen Fällen einige Hundertel-A, in ungünstigen Fällen einige Zehntel-A Fehler zu haben (wobei die Unschärfe seitlich von der Axe nicht in Betracht gezogen ist).

Es fragt sich noch, ob die photographische Platte dieses Auflösungsvermögen ganz wiederzugeben vermochte. Nach der ebenfalls von Wadsworth gegebenen Formel[2]) findet man, dass die Platte je nach der Korndicke bei 8000 A das Auflösungsvermögen 7100 bis 35 500 wiedergeben konnte. Bei grobkörnigen Momentplatten wurden also die feineren Spalte möglicherweise nicht ganz ausgenutzt.

Lichtquelle.

Ich gebrauchte wie Snow[3]) und Lehmann[4]) einen (öfter kommutierten) Gleichstrombogen zwischen Kohlen mit einem Docht aus der zu untersuchenden Substanz. Ich fand den horizontalen Bogen (Lehmann, nach Lockyer) besser als den vertikalen (Snow), weil man dabei den Bogen kürzer machen kann. Die Lampe war aus Laboratoriumsgeräten gebaut; sie stand auf einem Gausstativ. Die Dämpfe wurden in einen Abzug geleitet. Eine Quarzlinse auf besonderem Ständer entwarf ein Bild

[1]) H. Kayser gibt für die grössten Gitter den aufgelösten Abstand zu 0,04 A (Spektroskopie I, pag. 424), den mittleren Fehler zu einigen Tausendstel-A (ebenda, pag. 725) an.

[2]) F. L. O. Wadsworth, On the conditions of maximum efficiency in the use of the spectrograph. Astroph. J. 3, pag. 321 bis 347) (1896). H. Kayser, Spektroskopie I, pag. 577.

[3]) B. W. Snow, Wied. Ann. 47, pag. 231 (1892).

[4]) H. Lehmann, Ann. IV 5, pag. 637 (1901).

des Bogens auf dem Spalt. Wenn der Bogen stark rotierte,[1]) wurde durch Heben und Senken der Gaussstativplatte das Bogenbild auf der richtigen Spaltstelle festgehalten. — An Stelle des Salzdochtes wurde bei Zn Cd häufig, bei Mg immer das Metall selbst eingeführt, am bequemsten, indem die Kohle ganz durchbohrt und durch die Röhre Metalldraht von aussen nach innen geschoben wurde. Der Strom kam aus einer Akkumulatorenbatterie von 60 Volt und hatte 20 bis 25 Amp.

Für Hg diente eine von Herrn Professor Paschen verfertigte Aronslampe nach Pérot und Fabry mit ringförmigem Bogen,[2]) welche mit kurzen Pausen bis zu 8 Stunden lang gebrannt wurde. Sie gab die grösste Intensität in etwa 30° Neigung gegen die Vertikale; diese Strahlen wurden durch einen Spiegel horizontal gemacht und auf die Quarzlinse geworfen.

Die Öffnung und Stellung der Quarzlinse war so bemessen, dass von jedem einzelnen benutzten Spaltpunkt ein das ganze Gitter erfüllender Lichtkegel ausging; dies wurde häufig nachgeprüft.

Strahlenfilter. Normalen II. Ordnung.

Die kurzen Wellen II. Ordnung, welche mit den gewünschten I. Ordnung koinzidierten, wurden durch Absorptionsmittel beseitigt. Abney[3]) teilt mit, dass die Expositionszeiten für die I. Ordnung durch Filter aus 2 roten Gläsern und $K_2Cr_2O_7$-Lösung bezüglich sich verhielten wie 4 : 2 : 1; andere sprechen sich weniger bestimmt aus.[4]) Ich versuchte rotes Glas und $K_2Cr_2O_7$-Lösung mit Schwefel-

[1]) Vgl. Snow l. c.

[2]) F. Paschen, Ann. IV 5, pag. 725 (1901). Das benutzte Exemplar war einfacher, ohne Niveaurohr und Fenster.

[3]) W. de W. Abney, Phil. Trans. 171 II, pag. 653 (1880).

[4]) H. Kayser, Spektroskopie I, pag. 636; H. Lehmann, Arch. wiss. Phot. 2, pag. 218 (1900); derselbe Ann. IV 5, pag. 639 (1901).

säure angesäuert, und fand letztere besser, bei den längsten Wellen ausschliesslich brauchbar.[1]) Die Schicht war 4 mm dick; sie stand direkt vor dem Spalt. Sie absorbierte die II. Ordnung vollständig; wenn, wie es geschah, Linien II. Ordnung als Normalen verwendet werden sollten, musste sie also zeitweilig entfernt werden. Dies geschah (ausser bei den ersten Aufnahmen) bei halbstündigen Aufnahmen zweimal, bei längeren noch öfter in etwa halbstündigen Intervallen. Die Normalen mussten so alle etwaigen nicht gar zu diskontinuierlichen Verschiebungen der Camera mitmachen.

Die Länge der Linien wurde durch Blenden auf dem Spalt begrenzt; auch an den Enden der Camera war die Abbildung stigmatisch genug für diesen Zweck; das Bedienen einer Blende in der Camera selbst verbot sich der möglichen Erschütterung der freistehenden Camera wegen. Die Linien II. Ordnung wurden kürzer gemacht als die I. und mit einem Teil ihrer Länge in diese hinein photographiert.[2])

Die photographischen Platten.

Ich arbeitete zuerst mit Schleussnerschen rotempfindlichen Platten, denselben, mit welchen Herr Professor Runge das rote Argonspektrum photographiert hat.[3]) Durch gleichmässige Schicht und monatelange Haltbarkeit waren sie selbstpräparierten Platten weit überlegen. Aber ich kam mit ihnen nicht weit über die Wellenlänge 8000 hinaus. Ich griff daher doch zur Selbstpräparation, nach dem Burbankschen Verfahren.[4]) Einen anfäng-

[1]) Ebonit fand ich nicht brauchbar.

[2]) Ich versuchte auch durch Prismen mit vertikaler oder horizontaler Kante die Ordnungen zu trennen; aber ich fand wie Lehmann (Ann. IV 5, pag. 639, 1901), dass ein Prisma nicht genügt; mit zweien aber glaubte ich zuviel Licht zu verlieren.

[3]) C. Runge, Astroph. J. IX, pag. 281.

[4]) J. B. C. Burbank, Phil. Mag. (5) 26, pag. 391—393 (1888); abgedruckt in H. Kayser Spektroskopie I, pag. 612; in Metermass übertragen bei H. Lehmann Ann. IV 5, pag. 635 (1901).

lichen Erfolg konnte ich längere Zeit nicht wieder erhalten. Im Verlauf des Experimentierens gelangte ich zu einer Abänderung, die noch etwas vorteilhafter schien. Das Wesentliche daran war die Verwendung einer Lauge von bestimmt ausprobierter Konzentration und eine starke Verlängerung ihrer Einwirkung. Das Rezept lautet:

Eine undurchsichtige (mit Tuch umwickelte) Glasflasche von etwa 300 cc Inhalt wurde beschickt mit

Chloralhydrat . . . . . 15 g
Cyanin (puriss. gross. crist. Merck) 0,5 g
Dest. Wasser . . . . . 70 cc

und in einem Wassermantel ($^1/_2$ l kaltes Wasser) mit kleiner Bunsenflamme im dunklen Zimmer 30 bis 40 Minuten erhitzt; dann in vollständiger Dunkelheit mit dem Finger[1]) verschlossen, stark geschüttelt und wieder in das (nicht mehr geheizte) Wasserbad gesetzt. Nach einigen Minuten wurde

Kalilauge, 24prozentig, ca. 200 cc

hineingegossen. Es begann ein leises Sieden, welches stundenlang andauerte. Nach etwa 3 Stunden wurde die Flasche sehr langsam umgekippt. Das Übergegossene wurde öfters einen Augenblick mit der roten Lampe beleuchtet, und mit Umkippen aufgehört, sobald die ersten Spuren des abgeschiedenen Farbstoffes mitgeschwemmt waren. Jetzt wurden bei schwachem Licht

Chininsulfalt 4 g
mit Methylalkohol ca. 100 cc

im Wasserbad zum Kochen erhitzt, und sobald die fortwährend geschwenkte Lösung klar erschien, unter Lichtabschluss in die Cyaninflasche gegossen.

Die Vorschrift ist nicht vollkommen, namentlich lässt die Haltbarkeit dieser »Vorratslösung« sehr zu wünschen übrig; aber für weitergehende photochemische Studien war meine Anordnung nicht geeignet.

[1]) Eine verkorkte (schwachwandige) Flasche zerplatzte beim Schütteln.

Die Badelösung wurde nach Lehmann[1]) bereitet: Für eine Aufnahme

Dest. Wasser	200 cc
Vorratslösung	1—2 cc
NH_3 (ca. 0,94)	2 cc
$AgNO_3$ 40 %	ca. 0,1 cc (mittels Glasröhrchens).

Die Mischung wurde heftig geschüttelt und sogleich über die Platten (Schleussner Moment) gegossen. Die Platten wurden etwa 5 Minuten in der Lösung geschaukelt, dann auf der Glasseite trocken gerieben und über Schwefelsäure in 2—4 Stunden getrocknet, dann sofort exponiert.

Es scheint, dass bei dem bezeichneten Prozess ein anderer Körper entsteht als die von Herrn Meyer[2]) beschriebene blaue Cyaninbasis. Eine Probe der Vorratslösung war graublau, aber in Wasser gegossen gab sie eine grüne Lösung, und auch die gebrauchte Badelösung war gelbgrün, während sie bei früheren Versuchen immer blau gewesen war.

Die Platten wurden anfangs mit Metol, später mit Glycin ziemlich langsam hervorgerufen.

Messmethode.

Ich gebrauchte als Normalen die kurzen Wellen II. Ordnung des untersuchten Elements, bezw. der Kohle und ihrer Verunreinigungen: Fe, Ca, Al u. a.; bei den ersten Aufnahmen und bei Hg einen besonderen Eisenbogen. — Ich habe mein Gitter nicht auf Koinzidenzfehler untersucht. Nach dem, was man bis jetzt von solchen weiss,[3]) scheinen sie neben meinen sonstigen Fehlern nicht in Betracht zu kommen; aber von vornherein sicher ist das freilich keineswegs.

[1]) H. Lehmann, Ann. IV 5, pag. 636 (1901).

[2]) G. Meyer, Die Photographie der ultraroten Strahlen. Phys. Zs. 2, pag. 6 (1900).

[3]) H. Kayser, Über Wellenlängennormalen. Zs. wiss. Phot. 2, pag. 55 f. (1904).

Ferner können systematische kleine Fehler an den Enden der Camera durch die Gitteraberration verursacht sein. Die Gitteraberration gab den Linien eine einseitige lichtschwächere Verbreiterung nach dem Cameraende zu, die nichts schaden würde, wenn sie bei allen Linien gleich wäre. Aber das ist nicht der Fall; nach pag. 7 ist sie von der Ordnung abhängig; ferner ist sie bald wegen knapper Exposition gar nicht zu sehen, bald so kräftig, dass man nicht sicher sagen kann, wo sie beginnt; und es ist also wohl denkbar, dass, im Durchschnitt genommen, bei den roten Linien eine andere Stelle als Maximum betrachtet wurde, als bei den zugehörigen Normalen.

Der Einfluss der genannten Fehlerquellen lässt sich durch Messung schon genauer bekannter Linien schätzen. Einige solche folgen unten.

Die Wellenlängen der Normalen wurden entnommen aus der Kayserschen Eisentabelle,[1]) der Rowlandschen Normalentabelle,[2]) seltener aus der vollständigen Eisentabelle von Kayser und Runge,[3]) die dann von Bells D-Linienwert auf den Rowlandschen umgerechnet wurde; statt dessen nahm ich später, wenn die eigentlichen Normalen nicht reichten, Rowlandsche Sonnenlinienwerte;[4]) einigemal auch sonstige Linien aus den Spektren der Elemente von Kayser und Runge.[5]) Die Differenzen

[1]) H. Kayser, Normalen aus dem Bogenspektrum des Eisens. Ann. IV 3, pag. 195 (1900), auch Spektroskopie I, pag. 726.

[2]) H. A. Rowland, A new table of standard wave-lengths. Phil. Mag. (5) 36, pag. 49—75, auch Astron. and Astroph. 12 (1893); ferner in Kaysers Spektroskopie I, pag. 720 und Watts, Index of Spectra (Manchester, Heywood) Appendix G.

[3]) H. Kayser & C. Runge, Über die Spektren der Elemente. Abh. Berl. Ak. 1888. Watts App. C—F.

[4]) H. A. Rowland, Preliminary Table of Solar Spectrum Wavelengths. Chicago 1896. (Astroph. J. 1—5.)

[5]) H. Kayser & C. Runge, Über die Spektren der Elemente. Abh. Berl. Ak. 1889 ff. Watts App. C—F.

zwischen diesen Normalensystemen kommen für meine Messungen nicht in Betracht.

Zum Messen gebrauchte ich einen Abbeschen Komparator von Zeiss, welcher Tausendstel mm ablesen lässt.[1]) Die Platten wurden mit 15facher Vergrösserung betrachtet. Ihr Massstab war in I. Ordnung $10\frac{1}{2}$ A E auf 1 mm. Die Berechnung geschah durch graphische Korrektion einer linearen Näherungsformel. Die Fehlergrenze war gewöhnlich bei den Normalen 6 bis 10 Hundertstel A E, bei einigen Platten auch weniger.

Resultate.

1. Die Lymanschen Geister.

Das benutzte Konkavgitter ist von den gewöhnlichen »Geistern« fast frei. Dagegen zeigt es, wie Herr Professor Paschen fand, die Art von falschen Linien, welche Lyman beschrieben hat.[2]) Grüne, gelbe und rote Linien lagen an Stellen, auf welche nach der gewöhnlichen Theorie kein Licht dieser Farbe fallen konnte. (Kürzere als grüne Wellen gingen nicht durch das Filter.) Brachte man das Auge an die Stelle einer solchen Linie, so sah man nur einzelne unregelmässig verteilte Furchengruppen im Gitter erleuchtet. Diese Erscheinung ermöglichte es, die falschen Linien zu erkennen, soweit sie nicht zu dicht neben reellen lagen. Sie war leichter wahrzunehmen als die Linien selbst, so dass auch nicht direkt sichtbare Linien so aufgefunden und teilweise auf den Photographieen wiedergefunden wurden. Zu jeder starken reellen Linie gehörte

[1]) Bei ganz wenigen schwierig zu sehenden Linien auch Massstab und Lupe.

[2]) Th. Lyman, False spectra from the Rowland concave grating. Proc. Amer. Acad. 36, pag. 241 (1901); Phys. Rev. 12, pag. 1 (1901); Phys. Zs. 2, pag. 541 (1901); derselbe Phys. Rev. 16, pag. 257—266 (1903) (Erklärung), citiert nach Beibl. 27, pag. 1087 (1903).

eine ganze Reihe falscher. Am vollständigsten ist die Reihe bei Zn beobachtet. Hier gehörten zu der sehr starken Linie 6362,59 folgende »Geister«:

Scheinbare Wellenl.	Verhältnis der scheinb. Wellenl. zur wirklichen (6362)	Intens. und Charakter (10 Max.) (u-unscharf)
7667,28	1,20 506	2 u
7693,99	1,20 925	3
7696,24	1,20 961	2
8811,8	1,38 494	4 u
8971,1	1,40 998	1
9339,0	1,46 780	1 u

Reihen falscher Linien, welche dieselben Quotienten ergeben, sind beobachtet bei Cd 6438 (5 Linien); Hg 5769 und 5790 (die 3 ersten Linien, teilweise zusammenfallend); Mg 5528 (die 4 ersten und die 6. Linie); Ba 5853 und 5971 (die 4. Linie); Ba 5777 (die 1. Linie). Die Quotienten differieren von den bei Zn gegebenen Zahlen nicht mehr als um 0,0001.

2. Kohle.

Exposition: $2^1/_2$ Stunden bei 0,2 mm Spalt.

Die Kohlen allein ergaben vom Anfang der Camera (5800) bis über 8000 eine grosse Zahl von Linien schwacher bis mittlerer Intensität, die offenbar einem Bandenspektrum angehören; indes fand ich keine Kante. Verschiedene Verunreinigungen waren auch in I. Ordnung vorhanden, am stärksten die K_α Linien, ferner Li (6708), Ca (die Linien bei 6000, auch die stärkste ultrarote 8542), Ba (z. B. 6494). Die Lymanschen Geister der kürzeren Wellenlängen flossen zu einem kontinuierlichen gelblichen Band zusammen, in welchem auch photographisch von ungefähr 8200 an fast keine einzelnen Linien mehr zu sehen waren. Im Zn- und Cd-Spektrum liessen sich die Kohlelinien scheinbar weiter verfolgen, in letzterem bis ans Ende der Camera, 9400; aber ich vermute, dass dies lauter Geister waren. Die Strecke 7700 bis 8200 habe ich aus

unten ersichtlichem Grund rasch durchgemessen; der Geister wegen hat jedoch die Messung keinen allgemeinen Wert.

3. Einige schon von Kayser u. Runge gemessene Linien.

Im Zn-Spektrum:

2 St. Expos. bei 0,2 mm Spalt. Normalen nur 1 mal aufgebracht.

Wellenlänge	Int. (10 Max.)	Kayser und Runge	Differenz
6439,32	4	6439,36 Ca	+ 0,04
6462,66	4	6462,75 Ca	+ 0,09
6471,62	2	6471,85 Ca	+ 0,23
6493,98	5	6493,97 Ca	— 0,01
6496,97	7	6497,07 Ba (Rowland (arc standard))	+ 0,10
6708,01	4	6708,070 Li	+ 0,06

Im Hg-Spektrum:

$1^1/_2$ St. Expos. bei 0,05 mm Spalt. Die Normalen sind 3 mal aufgebracht, 1 mal commutiert.

		Kayser und Runge	
5790,41 (extrapoliert)	8	5790,49	+ 0,08
5804,18	1	5804,28 u R (unscharf nach Rot)	+ 0,10

Im Ba-Spektrum:

20 Minuten Expos. bei 0,04 mm Spalt. Ein Stück des Spalts blieb ganz frei, so dass die Coincidenz auch zeitlich vollkommen war; dies Stück wurde in der Photographie gemessen.

Wellenlänge	Int. (10 Max.)	Kayser und Runge	Diff. KR-Hermann
5890,28	5	,19 } D-Linien	— 0,09
5896,27	6	,16 } D-Linien	— 0,11
5908,03	7	7,88	— 0,15
5971,96	9	,94	— 0,02
5997,36	8	,31	— 0,05
6019,74	7	,69	— 0,05
6063,55	9	,33	— 0,22

Die Differenzen machen einen systematischen Eindruck, aber sie sind wie ersichtlich nicht vom Gitter, sondern von der einzelnen Aufnahme abhängig.

4. Einige zufällig als Verunreinigungen erhaltene ultrarote Linien.

Na.

(Erschien bei 2 Zn-Aufnahmen mit.)

Wellenlänge	Int. (10 Max.)	Grösste Abweichung der Einzelmess. vom Mittel	Frühere Messungen: Lewis[1])	Lehmann[3]) (von Bells auf Rowlds D reduc.)
8183,74	2	0,12	8183,73	8184,44
8188,17	0	0,16	Anm.[2]) nicht gesehen	
8195,33	3	0,07	8194,24	8194,87

Die Schwingungsdifferenz der äusseren Linien ergibt sich = 17,3 Einheiten der 5. Stelle. Die der D-Linien, welcher sie gleich sein soll[4]), ist = 17,2. Die schwächere mittlere Linie, von welcher auch Lewis spricht, ist wohl eine weitere Verunreinigung.

Ca.

(Erschien bei Zn- und Cd-Aufnahmen mit.)

Zahl der gemessenen Aufnahmen	Wellenlänge	Int.	Grösste Abw. d. Einzelmess. vom Mittel	Frühere Messungen: Lewis	Lehmann[5]) umgerechnet	Abney ⊙[6]) umgerechnet
2	8498,32	00	0,20	—	8499,28	8498,2 (X_1)
3	8542,48	1	0,21	8541,9	8543,17	8543,0 (X_2)
3	8662,42	0	0,25	8662,0	8662,19	8662,6 (X_3)

Abney hat ebenfalls meist durch Coincidenz mit höheren Ordnungen gemessen. Daher ist die Umrechnung so ausgeführt, dass die für die halbe Wellenlänge von

[1]) E. P. Lewis, Astroph. J. 2, pag. 20, 1895.

[2]) Ebenda pag. 19: „In three .. curves there are indications of a faible line between the pair due to some impurity."

[3]) H. Lehmann, Ann. IV, 5, pag. 649, 1901. Durch Normalenvergleichung würde die Correction etwas kleiner.

[4]) H. Kayser, Spektroskopie II, pag. 523, Leipzig 1902.

[5]) H. Lehmann, Ann. IV, 8, pag. 644 (1902).

[6]) W. de W. Abney, Phil. Trans. 177, II, pag. 457 (1886).

Watts[1]) gegebene Korrektion Rowland-Angström verdoppelt wurde. Da Abney die Angströmwerte ausgeglichen hat, ist die Umrechnung unsicher.

5. Die untersuchten Spektra.

Kalium, α-Linien.

Ich habe K_α nochmals untersucht, weil hier Herr Lehmann auffallend stark von früheren Messungen abweicht. Ich habe sowohl die breit umgekehrten Linien gemessen, die bei grosser Dampfdichte erhalten werden, als die schmalen, die als Verunreinigungen auf allen Aufnahmen auftraten.

Zahl der gemessenen Aufnahmen	Wellenlänge	Grösste Abweichung	Bemerkungen
		(Breit)	
2	7665,19	0,18	Unscharf, 7 A breit; Umkehrung $^1/_2$ A breit, auch unscharf.
2	7699,48	0,09	Unscharf, $4^1/_2$ A breit; Umkehrung $^1/_2$ A breit, auch unscharf.

Zahl der gemessenen Aufnahmen	Wellenlänge	Intensität (10 Max.)	Grösste Abweichung	Mittl. Fehler des Resultats	Frühere Messungen	
					Kayser und Runge	Lehmann, umgerechnet
		(Schmal)				
5	7665,29	8	0,15	0,09	7665,6	7668,64
6	7699,32	6	0,22	0,13	7699,3	7702,03

Die Schwingungsdifferenz ergibt sich aus der Messung der schmalen Linien zu 57,7. Sie soll den Schwingungsdifferenzen der Paare der Nebenserien gleich sein. Bei den von Kayser und Runge am genauesten gemessenen Paaren $n = 5 = 5$ beider Serien ist die Differenz bezüglich $= 57{,}6$ und $= 58{,}2$.[2])

[1]) W. M. Watts, Index of Spektra Appendix B, pag. 1.
[2]) H. Kayser, Spektroskopie II, pag. 525.

Magnesium.

Magnesium war ich aus Zeitmangel genötigt ziemlich flüchtig zu behandeln; ich habe nur zwei Aufnahmen. Mein Spektrum weicht auffallend von dem vorläufigen Herrn Lehmanns[1]) ab; nur die letzten ultraroten Linien stimmen überein. Ich kann auf Grund meines knappen Materials nicht wagen, schwache von Lehmann nicht geführte Linien dem Mg zuzuschreiben; nur die Abwesenheit einiger Lehmannscher Linien vermag ich auszusagen. — Dass die starke Linie 880 sich im Sonnenspektrum findet, hat schon Herr Lehmann bemerkt.

Zahl der gemessenen Aufnahmen	Wellenlänge	Intensität (10 Max.)	Grösste Abweichung	Lehmann	Abney ⊙ umgerechnet	Intensität etwa
2	8806,96	8	0,04	880	8807,5 (X_4)	6
1	8929,35	2	—	892	8928,9	1
1	9224,44	00	—	911	9224,9	1

Die Linie 880 ist vielleicht Grundlinie der isolierten Mg-Serie nach Rydberg[2]) (extrapolierter Wert 8533).

An Stelle der Lehmannschen Linie 850 (Int. 2, bei mir = 9) habe ich eine schwache 8471,13; an derselben Stelle sehe ich aber ocul. einen Geist. In ihrer Nähe liegt eine ebenso aussehende 8339,24; ocul. nicht gesehen. Die Lehmannsche Linie 853 (Int. 2, bei mir = 9) finde ich nicht. Vielleicht sind 850 und 853 bei Lehmann Ca-Linien. Die Lehmannsche Linie 795 (Int. 1 v, bei mir = 10, umgekehrt?) ist jedenfalls nicht in dieser Intensität vorhanden. In die Nähe fallen:

7957,29 (1), wohl Kohle 7956,9
7988,39 (1), » » 7987,7.

Von der Lehmannschen Linie 778, Int. 5, bei mir = 5, finde ich nichts.

[1]) H. Lehmann, Archiv wiss. Phot. 2, pag. 220, Nov. 1900.
[2]) J. R. Rydberg, Wied. Ann. 50, pag. 625 (1893).

Baryum.

Das Ba-Spektrum diente als Lichtquelle für die photochemischen Versuche. Daher habe ich zahlreiche Aufnahmen mit weitem Spalt (0,5 mm) und kurzer Exposition ($^1/_2$ Stunde). Ferner einige längere mit engeren Spalten, auf diesen Aufnahmen sind aber die längsten Wellen nicht erschienen. Die Substanz war immer das Chlorid.

Die Geister waren hier meist schon am Aussehen auf der Platte erkennbar.

Zahl der gemessenen Aufnahmen	Wellenlänge	Int. u. Charakter (10 Max.; u = unscharf)	Grösste Abweichung	Mittlere Fehler	Lehmann, umgerechnet	Fallende Intensität von 1 bis 4
2	6761,90	1	0,05	—	—	—
2	6772,07	4	0,02	—	—	—
3	6865,93	8	0,14	—	6866,73	(2)
3	6868,04	4	0,08	—	—	—
2	6874,35	2	0,05	—	6873,99	(3)
1	6962,77	0 u	—	—	6961,72	(3)
2	6987,27	3	0,31	—	6985,06	(3)
1	6989,82	1	—	—	6988,96	(4)
4	7060,26	10 r	0,12	0,09	7061,37	(1)
1	7069,64	1	—	—	7068,81	(3)
2	7090,51	9	0,08	—	7088,85	(2)
4	7120,73	8	0,19	0,13	7120,94	(1)
2	7154,91	5	0,26	—	7156,60	(3)
3	7195,71	9	0,15	—	7194,61	(2)
2	7208,50	2	0,10	—	7205,93	(3)
2	7213,83	2	0,01	—	7211,05	(3)
3	7229,40	10	0,15	—	7227,37	(1)
3	7280,58	10	0,07	—	7280,34	(1)
2	7359,67	3	0,06	—	7357,23	(4)
2	7376,10	4	0,03	—	7373,15 7377,23	(3) (3)
3	7392,83	7	0,06	—	7390,71	(1)
2	7417,80	6	0,03	—	7416,61	(2)

Zahl der gemessenen Aufnahmen	Wellenlänge	Int. u. Charakter (10 Max.; u = unscharf)	Grösste Abweichung	Mittlere Fehler	Lehmann, umgerechnet	Fallende Intensität von 1 bis 4
1	7460,27	6	—	—	7457,33	(2)
					7461,86	(3)
2	7488,38	6	0,11	—	7485,41	(2)
					7490,02	(3)
2	7610,74	2	0,03	—	7611,46	(3)
2	7637,47	1 u	0,08	—	7638,25	(2)
2	7643,42	3	0,01	—	7644,67	(1)
4	7672,42	5	0,10	0,06	7672,91	(1)
1	7706,82	0	—	—	7706,69	(3)
1	7709,96	1 u	—	—	7710,16	(2)
2	7751,92	2	0,09	—	7754,34	(3)
6	7780,70	5	0,14	0,09	7782,48	(1)
4	7839,57	4	0,18	—	7842,26	(3)
1	7878,13	0	—	—	7878,98	(3)
6	7906,13	7 breit	0,17	0,09	7906,38	(1)
5	7911,53	4	0,26	0,16	7912,74	(3)
2	7939,21	0	0,02	—	7941,34	(3)
1	7961,23	0	—	—	7961,80	(3)
3	8120,84	0	0,33	—	8122,70	(4)
4	8148,32	0	0,42	—	8152,31	(3)
8	8210,73	6	0,24	0,12	8213,09	(1)
3	8560,20	1	0,30	—	8564,03	(1)
3	8654,33	1	0,31	—	8659,49	(4)
~~1~~	~~8661,02~~	~~0 u~~	—	—	—	—
1	8799,86	0	—	—	8806,33	(4)
4	8861,40	1	0,28	0,16	8868,61	(4)
4	8915,19	2	0,37	0,19	8921,16	(3)

Lehmann hat zirka 40 Linien mehr als ich, offenbar wegen grösserer Lichtstärke.

Zink.

Mit Zn habe ich mich eingehend beschäftigt, weil hier die im Rot vorausgesagten Linien (siehe unten) am leichtesten zu finden sein mussten. Ich untersuchte zwei

Verbindungen und zwei Metallsorten. Aber ich fand ausser der roten Linie 6362[1]) (Int. 10) keine reelle Linie, die zu Zn gehörte. Die Kohlelinien wurden bis K_α durch direkten Vergleich zweier zusammengelegter Platten unter dem Mikroskop, von da an mit Hilfe der erwähnten Kohlemessung eliminiert. Ich fand unter den bei Zn gemessenen Linien keine (von den schon aufgezählten Geistern und Verunreinigungen abgesehen), welche in der Kohlemessung sicher gefehlt hätte.

Die Herkunft dreier sehr auffallender Linien, die reell zu sein schienen,

6929,03, Int. 6
6939,28, Int. 4 — Schwingungsdiff. 21,3
6943,86, Int. 2 — Schwingungsdiff. 9,5

vermochte ich nicht zu ermitteln. Auf einer Aufnahme sind sie nicht zu sehen, also sind sie nicht Zn. Die mittlere ist nicht K 6938, weil die andere Linie des Paares (6911) dann auch in entsprechender Intensität zu erwarten wäre.

Cadmium.

Das Ergebnis war wie bei Zn: ausser den roten Linien 6325 (Int. 6) und 6438 (Int. 10)[2]) finde ich in dem untersuchten Gebiet keine sichere Cd-Linie. Über die scheinbaren Kohlelinien bis 9400 (vgl. S. 16) vermag ich nichts Sicheres zu sagen, weil ich Kohle allein nicht so weit photographieren konnte.

[1]) Pérot & Fabry messen im Vacuumbogen, also nach Violett verschoben, bei 15°: 6362, 345 (interferometrisch). Auf das Hartmannsche System (d. h. eine Ausgleichung des Rowlandschen, siehe J. Hartmann, Zeitschr. wiss. Phot. 1, pag. 234, 1903) bezogen: 6362, 561. Erstere Zahl nach Kayser, Spektroskopie I, pag. 713, zitiert.

[2]) Die Vacuumwerte sind 6325,1703 (Hamy); 6438,4722 (Michelson) bei 15°; (H. Kayser l. c., pag. 713, 714). Im Hartmannschen System 6325,3853 und 6438,6911.

Quecksilber, Aronslampe.

Zahl der gemessenen Aufnahmen	Wellenlänge	Int. u. Char. (10 Max.; u unscharf)	Frühere Messungen[1]		
			Arons	Eder und Valenta	Kayser und Runge
1	5804,18	6	5808 (6)	5804,3 (10)	5804,28 u Rot (3)
2	5821,83	6	—	5819,1 (4)	5819,05 u (1)
1	5859,59	2 u	5858 (2)	5854,5 (1 b)	—
1	5867,50	0	—	5864,4 (2)	—
1	5872,42	1 u	—	5872,1 (8)	—
1	5890,05	2 u	5889 (2)	5889,1 (8)	—
3	6073,01	10	6072 (10)	—	—
3	6123,78	10	6123 (10)	6152,3 (9)	—
3	6234,62	10	6234 (10)	6363,5 (2)	—
1	6716,84	1	—	—	—
1	6907,93	4	—	—	—
1	7082,72	1	etwa 7110 (Prisma, »schwächere rote Linie«)		

Diskussion dieser Resultate.

Aus der Gesamtheit der Messungen und Vergleiche glaube ich schliessen zu können, dass meine Resultate einen mittleren Fehler von 1—2 Zehntel A haben (die Einzelmessungen bis zu etwa 4 Zehntel), in Übereinstimmung mit der oben gegebenen Beurteilung des Apparats nach Wadsworths Theorie. Aber die Abweichung zwischen Herrn Lehmanns Resultaten und den meinigen ist öfters grösser, als sich nach seinen und den obigen Genauigkeitsangaben erwarten lässt. Er gibt seinen mittleren Fehler zu 3—5, auch 6 Zehntel AE an. Da sein Gitter 4 cm breit ist,[2]) würde dies zu seinem Auflösungsvermögen im richtigen Verhältnis stehen. Der nächst-

[1]) L. Arons, Wied. Ann. 47, pag. 770 (1892). J. M. Eder und E. Valenta, Wied. Ann. 55, pag. 482 (1895). H. Kayser und C. Runge, Abh. Berl. Akad. (1890).

[2]) Nach freundlicher brieflicher Mitteilung des Herrn Lehmann.

liegende Grund für grössere Abweichungen findet sich in den von Herrn Lehmann selbst erwähnten chromatischen Eigenschaften seines Objektivs,[1]) der Fokusdifferenz und der Vergrösserungsdifferenz, welch' letztere bei einem System von endlicher Dicke auch bei konstantem Fokus vorhanden sein kann;[2]) gerade auf die konstante Vergrösserung aber kommt es bei der Koinzidenzmethode an. Herr Lehmann hat beim Ausmessen bekannter Spektren keine Verschiebung der Ordnungen gefunden; entweder gilt dies also fürs Ultrarot nicht mehr, oder haben die Abweichungen andere Gründe. Im ersteren Fall liesse sich z. B. das Anwachsen der Differenz im Ba-Spektrum von 8000 an durch eine Vergrösserungsdifferenz von 0,1 mm für die schiefsten benutzten Strahlen erklären, wobei aber chromatische Überkorrektion der Vergrösserung angenommen werden müsste (Herrn Lehmanns Zahlen sind grösser als die meinigen).

Das Fehlen der vorausgesagten Serienlinien.

Nach den Formeln von Kayser und Runge lagen in dem untersuchten Gebiet bei Zn, Cd und Hg je die Linien Nummer 3 der ersten Nebenserie, nämlich:

Zn 7335, 7438, 7658
Cd 8168, 8547, 9487
Hg 5903, 6595, 9497

wobei die wirklichen Wellenlängen grösser zu erwarten waren.[3]) Genauere Werte kann man jetzt mit den Ritzschen Formeln finden.[4]) Sie sind für die obigen Serien

[1]) H. Lehmann, Ann. IV 9, pag. 247 (1902).

[2]) Siehe z. B. Müller-Pouillet, Lehrb. d. Physik Bd. 2 Abt. 1 (Autor Lummer), pag. 546. Braunschweig 1897.

[3]) Siehe H. Kayser, Spektroskopie II, pag. 515, sowie die Originalarbeit Abh. Berl. Akad. 1891 oder Wied. Ann. 43, pag. 389 f. (1891).

[4]) W. Ritz, Zur Theorie der Serienspektren. Ann. IV 12, pag. 264—310 (1903).

noch nicht aufgestellt. Ich wähle die zweite Formel,[1]) weil sie bei den zweiten Nebenserien derselben Elemente besser passt als die erste Formel.

Es bedeutet im folgenden, wie bei Ritz:

ν die Wellenzahl oder Schwingungszahl auf 1 cm Lichtweg = dem 5stellig geschriebenen Reziproken der Wellenlänge, im Vakuum.[2])

m die Ordnungsziffer, Nummer der Serienlinie.

N die universelle Serienkonstante, im Rowlandschen System = 109 675,0.

A die Grenze der Serie, die Wellenzahl der Linie von unendlich hoher Nummer.

α und β Konstanten der Serie.

Dann lautet die zweite Ritzsche Formel:

$$\nu = A - \frac{N}{\left[m + \alpha + \frac{\beta}{100\,000}(A - \nu)\right]^2}$$

Die Berechnung der ersten Nebenserien wird sehr einfach, wenn man nach der Hypothese von Rydberg[3]) und dem Vorgang von Ritz die Grenzen A aus den von Ritz schon bearbeiteten zweiten Nebenserien übernimmt. Es ist dann bequem, für die Grösse $A - \nu$ in einer bestimmten Serie eine Abkürzung einzuführen:

$$A - \nu = y.$$

Dann erhält man für die Konstanten α und β aus irgend zwei zur Serie gehörigen Linien mit m_1 und m_2, y_1 und y_2 etc. die Gleichungen:

$$\alpha = - \frac{y_1 (m_2 - \sqrt{N/y_2}) - y_2 (m_1 - \sqrt{N/y_1})}{\nu_2 - \nu_1}$$

$$\beta = - 10^5 \cdot \left(\frac{\sqrt{N/y_2} - \sqrt{N/y_1} - (m_2 - m_1)}{\nu_2 - \nu_1} \right)$$

[1]) Ebenda, pag. 294, Zeile (A); pag. 300.

[2]) Bequeme Tabellen zur Reduktion aufs Vakuum: H. Kayser, Spektroskopie II, pag. 514; W. M. Watts, Index of Spectra Appendix E, pag. 52.

[3]) J. R. Rydberg, Rapports prés. au Congrès intern. de Phys. 2, pag. 209 (Paris 1900). W. Ritz l. c. pag. 270, 291, 296.

Zuerst noch zwei Bemerkungen zu dieser Serienformel.

1) Die Formel gibt keinerlei Anhaltspunkt für die Wahl der Numerierung m. Jede Änderung der Numerierung hat bloss die entgegengesetzte Änderung von α zur Folge. Man ist daher auf Analogien angewiesen, um die Numerierung festzulegen; z. B., dass bei andern Serienformeln $|\alpha| < \frac{1}{2}$ ist.[1])

2) Für Parallelserien, Serien aus mehrfachen Linien mit konstanten Schwingungsdifferenzen hat die Konstante α nicht denselben Wert. Die Gleichung einer Serie, welche der obigen (pag. 26) im Abstand Δ parallel läuft, lautet:

$$\nu = A + \Delta - \frac{N}{\left[m + \left(\alpha - \frac{\beta \Delta}{100\,000}\right) + \frac{\beta}{100\,000}(A + \Delta - \nu)\right]^2}$$

Unten ist je nur eine Formel aufgestellt, die Linien der Parallelserien sind einzeln mit Hilfe der Schwingungsdifferenzen berechnet.

Zink erste Nebenserie, kleinste Wellen.[2])

Man findet für die Konstante α aus den Linien Nummer 4 und 5 bei Kayser und Runge (Wellenl. 3282 und 2756) den Wert — 1,09 025. Also wird man nach Bemerkung 1 (oben) alle Nummern um eine Einheit vermindern. Dann lautet die Seriengleichung:

$$\nu = 43\,450{,}2 - \frac{109\,675{,}0}{\left[m - 0{,}09\,025 - \frac{0{,}03\,485}{100\,000}(43\,450{,}2 - \nu)\right]^2}$$

Man erhält gegen die beobachteten Linien 4 bis 7 bei KR (also m = 3 bis 6) die Fehler (beob. — ber.)

---

[1]) W. Ritz l. c. pag. 307, 308.

[2]) Also im Rydbergschen Tripletschema das Glied in der Ecke rechts oben. Wied. Ann. 50, pag. 630 ff. (1893); Kayser, Spektroskopie II, pag. 537.

0,00 | 0,00 | — 0,05 | — 0,3 (unscharf); K und R erhalten gegen ihre Formel

0,00 | + 0,04 | + 0,03 | — 0,3.

Die extrapolierte Linie m = 2 wird (in Luft)

7665,3 und die beiden andern

7778,4

8021,4.

Die kleinste Wellenlänge könnte also durch K_α verdeckt sein; die beiden grösseren aber müssten zu finden sein, und zwar bei etwas kleineren Wellen, da man durch die Schwingungsdifferenzen in der ersten Nebenserie nicht die starken Linien, sondern die schwächeren »Begleiter« grösserer Wellenlänge erhält.

Kadmium erste Nebenserie, kleinste Wellen.

Man erhält auf dieselbe Art die Gleichung:

$$\nu = 42419{,}8 - \frac{109675{,}0}{\left[m - 0{,}08172 - \frac{0{,}14724}{100000}(42419{,}8 - \nu)\right]^2}$$

worin wieder die Nummern gegen Kayser und Runge um eine Einheit vermindert sind.

Die Fehler gegen die Linien 4 bis 7 bei KR sind nach obiger Formel (beob. — ber.)

0,00 | 0,00 | + 0,1 | + 0,2; bei KR sind die Fehler der Formel

— 0,01 | — 0,04 | + 0,29 | — 0,06.

Die extrapolierte Linie m = 2 wird in Luft

9229 und die beiden andern

9715

10963.

Nur die erste fiele in meine Camera herein.

Quecksilber erste Nebenserie,[1]) grösste Wellen.

(Linke obere Ecke im Rydbergschen Schema.)

Aus Linie 4 und 5 nach Kayser und Runge erhält man, wenn wieder die Nummern um eine Einheit vermindert werden, die Formel:

$$\nu = 40\,136{,}8 - \frac{109\,675{,}0}{\left[m - 0{,}06923 - \frac{0{,}06574}{100\,000}(40\,136{,}8 - \nu)\right]^2}$$

Dies ist also die Gleichung einer Serie von Begleitern (Sekundärserie nach Rydberg). Dabei ist von der Rydbergschen Hypothese Gebrauch gemacht, dass diese Serien dieselbe Grenze besitzen wie die Serien der starken Linien[2])

[1]) Bis jetzt sind nur die zwei ersten »Triplets« der ersten Nebenserie vollständig bekannt (C. Runge und F. Paschen, Ann. IV 5, pag. 727, 1901. Kayser, Spektroskopie II, pag. 545.). Es scheint jedoch, dass man das nächste Triplet (Nummer 6 nach KR) in der Messung von Eder und Valenta (cf. S. 24) findet. Kayser und Runge geben:

2803,69 (4, u R); 2482,14 (4, u); 2378,40 (5, u R).

Aus Eder und Valenta entnehme ich (Int. von 1 bis 10 steigend):

2806,5 (1)	2483,9 (1)	2380,1 (1)
2804,4 (1)	2482,9 (1)	2378,4 (3)
2803,7 (3)	2482,1 (2)	

Eine dieser Linien findet sich auch in: F. Exner und E. Haschek, Wellenlängentabellen auf Grund der ultrav. Funkenspektra d. Elem. 2. Teil, pag. 66 (Leipzig 1902): 2806,47 (2). Das Rydbergschema wird (Wellenzahlen im Vakuum):

35 622	4626	40 248	1755	42 003
26		16		29
35 648	4616	40 264	1769	42 032
9		12		
35 657		40 276		
(doppelt?)				

[2]) H. Kayser, Spektroskopie II, pag. 558.

und demnach wieder die Grenze aus der zweiten Nebenserie von Ritz übernommen.

Mit Hilfe der durch Exner und Haschek (Anm. s. Seite 29) gestützten Wellenlänge 2806,5 kann man das Glied $m = 5$ prüfen.[1]) Für das nächste Glied ist nur die unscharfe Kayser-Rungesche starke Linie da. Man erhält für $m = 3$ bis 6 die Fehler (beob. — ber.)

0,00 | 0,00 | — 0,2 | — 1,0 »sehr unscharf«.

Kayser und Runge geben hier die Fehler nicht an, weil ihre Formel doch nicht ganz richtig sei.

Die extrapolierte Linie wird in Luft

9912

und die beiden andern 6793,6

6064,5.

Von diesen sämtlichen Linien habe ich experimentell keine gefunden. Bei Zn fehlen sie am sichersten; bei Cd ist die Entscheidung nicht möglich, weil ich Kohle nicht bis in die betreffende Gegend vergleichen kann; bei Hg ist die Extrapolation unsicherer, aber die Schwingungsdifferenzen der beobachteten Linien passen nicht, und dem Aussehen nach möchte ich eher

6073,01
6123,78 Schwingungsdiff. 136
6234,62 Schwingungsdiff. 290

für ein engeres Triplet halten, wie sie bei den Erdalkalien vorkommen.

Dies Ergebnis steht in Übereinstimmung mit dem Ergebnis von Lewis,[2]) welcher in den Spektren von Mg, Ca, Sr, Hg ebenfalls sämtliche Glieder Nummer 3 der ersten Nebenserien nach Kayser und Runge vermisst.

[1]) Aus diesem Grund ist die Formel für die grössten Wellen berechnet.

[2]) E. P. Lewis, Astroph. J. 2, pag. 108 (1895); zu vergleichen mit der betr. Abhandlung von Kayser und Runge (Abh. Berl. Akad. 1891, Wied. Ann. 43, pag. 385—409 (1891).

Allerdings fand er auch die Mg-Linie 880 und die von Coblentz & Geer[1]) bemerkte Hg-Linie 970 nicht.

Bei den Alkalien sind einige der Glieder Nummer 3 der ersten Nebenserien gefunden. Aber hier ist, wie die Rechnung von Ritz für Kalium zeigt, die Ritzsche Numerierung dieselbe wie die von Kayser und Runge; die Glieder $m = 2$ sind also hier noch gar nicht berechnet und gesucht.

Bei der Balmerschen Formel für H, dem Prototyp der ersten Nebenserien, gehört zur Nummer 2 die Schwingungszahl Null.

Bezüglich der Serien ist also das Resultat: Die Linien $m = 2$ in der Ritzschen Formel für die ersten Nebenserien sind noch nirgends sicher nachgewiesen. In den Bogenspektren der zweiten Mendelejeffschen Kolonne werden sie, wie von Lewis für Mg, Ca, Sr, Hg, so von mir für Zn ausdrücklich vermisst.

Anhangsweise sei noch folgendes zugesetzt. Um die erste Linie einer etwaigen, zur ersten Nebenserie gehörigen Hauptserie zu finden, müsste man auf $m = 1$ extrapolieren. Dies folgt aus einer Vergleichung der Wasserstoffserien. Herr Ritz extrapoliert zu demselben Zweck bei Tl[2]) nur auf $m = 2$ (die Kayser-Rungeschen Nummern werden auch hier um eine Einheit vermindert); er erhält also nicht eine »Hauptserie«, sondern eine dieser benachbarte Serie des Rydbergschen, ∞ viele Serien enthaltenden allgemeinen Serienausdrucks.

Die Arbeit enthält:

eine Diskussion einer Gitteraufstellung nach Runge-Paschen, mit Berechnung der Aberration;

---

[1]) W. W. Coblentz und W. C. Geer, Phys. Zs. 4, 9, pag. 257 (1903). Diese Linie mahnt natürlich sehr zur Vorsicht.

[2]) W. Ritz l. c. pag. 306.

eine modifizierte Burbanksche Vorschrift zur Sensibilisation photographischer Platten für Rot und Ultrarot;

genauere Messungen einer Anzahl meist weniger genau schon bekannter Linien in den Bogenspektren von Na, K, Mg, Ca, Ba, Hg, zwischen den Wellenlängen 6000 und 9200 AE;

Vergleiche mit Abneys Sonnenspektrum;[1])

Ritzsche Formeln für die ersten Nebenserien von Cd, Zn, Hg, und eine Untersuchung über die Linien $m = 2$ dieser Formeln, sowie die entsprechenden Linien anderer Serienspektra.

Die Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Tübingen ausgeführt; dessen Vorstand, Herrn Professor Paschen, spricht der Verfasser für die Anregung, Leitung und vielfache Unterstützung seinen wärmsten Dank aus.

Esslingen, den 25. Juli 1904.

Heinrich Hermann.

---

[1]) Den genaueren Atlas von Higgs (Photographic Atlas of the normal spectrum, 100 maps, from 2990 to 8343, 1893) konnte ich bis zum Abschluss dieser Arbeit nicht bekommen.